



双光子光折变晶体串联回路中屏蔽空间孤子对

吉选芒, 刘劲松

运城学院物理与电子工程系, 运城 044000;

华中科技大学光电子科学与工程学院, 武汉 430074

E-mail: jixuanmang@126.com

2009-05-18 收稿, 2009-07-11 接受

山西省高等学校科技开发项目(编号: 200611042)资助

摘要 提出了在由两块双光子光折变晶体和一个电源通过导线串联而成的回路中存在双光子屏蔽空间孤子对的理论. 在适当的条件下, 导出了在晶体回路中两光束传播的耦合方程. 证明了在回路中存在暗-暗、明-暗和明-明双光子屏蔽孤子对. 研究结果表明, 孤子对中的两孤子通过光电流能相互影响, 它们的耦合能影响到另一个孤子的空间包络、动态演化和稳定性. 在光束的空间展宽远小于晶体宽度的极限条件下, 暗孤子通过光电流能影响明孤子, 但明孤子不能影响暗孤子. 对于明-暗孤子对, 调节暗孤子的强度能够影响明孤子的传播特性.

关键词

非线性光学

双光子光折变效应
空间孤子对

自 20 世纪 90 年代, 空间光孤子的研究受到了人们极大的关注. 迄今为止, 已从理论上证明了存在三种稳态光折变空间光孤子: 屏蔽孤子、光伏孤子以及屏蔽光伏孤子. 与此同时, 关于孤子对, 孤子的相干与非相干耦合等问题也得到了广泛的研究^[1-8]. 但以上这些研究都局限在一块光折变晶体中, 从未涉及到两块光折变晶体. 最近, Liu 和 Hao^[9]提出了在串联光折变晶体回路中存在独立的空间孤子对, 并对各种空间独立孤子对的属性进行了分析. 但他们也是只针对单光子光折变介质. 2003 年 Castro-Camus 和 Magana^[10]提出了一个新的双光子光折变模型. 随后, Hou 等人^[11]率先对基于双光子光折变效应的空间孤子进行了研究, 给出了初步的研究结果. 随后, 他们预测了亮孤子、暗孤子、灰孤子、非相干耦合亮-亮、暗-暗及亮-暗双光子空间孤子对可以存在于双光子光折变介质中^[12-14]. Zhang 和 Liu^[15]研究了外加电场的双光子光折变晶体中存在双光子屏蔽光伏孤子. 本文证明在串联双光子光折变晶体回路中存在屏蔽空间孤子对, 这种孤子对是由两块双光子光折变晶体和一个电源通过导线串联而成的回路形成的. 在

稳态和适当的外加电场条件下, 推出暗-暗、明-暗和明-明双光子光折变屏蔽孤子对的光波演化方程. 数值研究结果表明, 孤子对中的两孤子通过光电流和耦合能相互影响到它们的孤子空间包络和动态演化稳定性. 这些研究结果为工程实现提供了可能.

1 基本理论

文献^[9]的图 1(a)~(c)分别给出了形成暗-暗、明-暗和明-明屏蔽空间孤子对回路组成的示意图. 本文中采用上述回路, 但回路中的晶体是两块双光子光折变晶体 P 和 $\hat{P}$, 电源电动势为 V_A . 两束 x 方向极化, 并只在 x 方向(与 c 轴平行)衍射的一维类孤子激光束 I_2 和 $\hat{I}_2$ 分别入射到两块晶体上, 并沿 z 方向在晶体中传播. 晶体 P 和 $\hat{P}$ 沿 x 方向的厚度(即两电极间距)和面积分别为 $W(\hat{W})$ 和 $S(\hat{S})$, 每块晶体上还加有强度分别为 I_1 和 $\hat{I}_1$ 均匀的启动光.

首先, 考虑光束在晶体 P 中传播满足旁轴方程^[11]:

$$i\phi_z + \frac{1}{2}\phi_{xx} - \frac{k_0}{2}(n_e^3 r_{\text{eff}} E_{\text{sc}})\phi = 0, \quad (1)$$

引用格式: 吉选芒, 刘劲松. 双光子光折变晶体串联回路中屏蔽空间孤子对. 科学通报, 2009, 54: 2950~2956

Ji X M, Liu J S. Screening soliton pairs in a biased series two-photon photorefractive crystal circuit (in Chinese). Chinese Sci Bull (Chinese Ver), 2009, 54: 2950~2956, doi: 10.1360/972009-364

式中 ϕ 为光波电场分量 $\vec{E}$ 的慢变化包络, 满足关系 $\vec{E} = \vec{x}\phi(x, z)\exp(ikz)$, $\phi_z = \partial\phi/\partial z$, $\phi_{xx} = \partial^2\phi/\partial x^2$, $k = k_0 n_e$, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 为光波在自由空间中的波长, r_{eff} 为有效电光系数, n_e 为晶体对非常光折射率, E_{sc} 为光波感应出的空间电荷场. 晶体 $\hat{P}$ 的相应参量用对应的变量上加帽子的符号 $\hat{\cdot}$ 表示.

在有外电场的双光子非光伏光折变介质中, 其速率方程、连续性方程、Poisson 方程和 Gauss 定理为^[11]

$$(s_1 I_1 + \beta_1)(N - N^+) - \gamma_1 n_1 N^+ - \gamma n N^+ = 0, \quad (2)$$

$$(s_1 I_1 + \beta_1)(N - N^+) + \gamma_2 n(n_{01} - n_1) - \gamma_1 n_1 N^+ - (s_2 I_2 + \beta_2)n_1 = 0, \quad (3)$$

$$(s_2 I_2 + \beta_2)n_1 + \frac{1}{e} \frac{\partial J}{\partial x} - \gamma n N^+ - \gamma_2 n(n_{01} - n_1) = 0, \quad (4)$$

$$\epsilon_0 \epsilon \frac{\partial E_{\text{sc}}}{\partial x} = e(N^+ - n - n_1 - N_A), \quad (5)$$

$$J = e\mu n E_{\text{sc}} + eD \frac{\partial n}{\partial x}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial J}{\partial x} = 0 \text{ 或 } J = \text{const}, \quad (7)$$

其中 N 为施主密度, N^+ 为电离的施主密度, N_A 为受主(或陷阱)密度, n 为导带上的电子密度, n_1 为中间能级的电子密度, n_{01} 为中间能级的陷阱密度; s_1 和 s_2 为光电离截面, β_1 和 β_2 分别为价带到中间能级和中间能级到导带的是热激发速率; γ , γ_1 和 γ_2 分别为导带到价带、中间能级到价带和导带到价带的复合率; D 为扩散系数, μ 和 e 分别为电子的迁移率和基本电荷. ϵ_0 和 ϵ 分别为真空和相对电介常数; J 为电流密度; I_1 为一常量的启动光; I_2 为孤子光束的强度. 按照 Poynting 定律, $I_2 = (n_e/2\eta_0)|\phi|^2$, $\eta_0 = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2}$. 在 $N^+ \sim N_A$ 和 $(n_{01} - n_1) \ll N_A$ 的近似条件下, 由(2)和(3)式可以得出

$$n_1 = \frac{\gamma N_A n}{s_2 I_2 + \beta_2}. \quad (8)$$

将(8)式带入(2)式中可得到

$$n = \frac{(s_1 I_1 + \beta_1)(s_2 I_2 + \beta_2)(N - N_A)}{\gamma N_A (s_2 I_2 + \beta_2 + \gamma_1 N_A)}. \quad (9)$$

根据与文献[2]相同的做法, 孤子的光强度 $I_2(x \rightarrow \pm\infty, z) = I_{2\infty}$, 空间电荷场 $E_{\text{sc}}(x \rightarrow \pm\infty, z) = E_0$,

E_0 为光折变晶体获得的外加电场, 如果孤子光束的宽度远小于光折变材料在 x 方向的宽度 W , 则 E_0 可近似为 $\pm V_0/W$, 从(9)式可以给出 $x \rightarrow \pm\infty$ 时的自由电子密度:

$$n_\infty = \frac{(s_1 I_1 + \beta_1)(s_2 I_{2\infty} + \beta_2)(N - N_A)}{\gamma N_A (s_2 I_{2\infty} + \beta_2 + \gamma_1 N_A)}. \quad (10)$$

此外, $x \rightarrow \pm\infty$ 区域的电流密度 J 可由(6)式得出:

$$J_\infty = e\mu n_\infty E_0. \quad (11)$$

对于晶体 $\hat{P}$, 同样可以得到

$$\hat{n}_\infty = \frac{(\hat{s}_1 \hat{I}_1 + \hat{\beta}_1)(\hat{s}_2 \hat{I}_{2\infty} + \hat{\beta}_2)(\hat{N} - \hat{N}_A)}{\hat{\gamma} \hat{N}_A (\hat{s}_2 \hat{I}_{2\infty} + \hat{\beta}_2 + \hat{\gamma}_1 \hat{N}_A)}, \quad (12)$$

$$\hat{J}_\infty = e\hat{\mu} \hat{n}_\infty \hat{E}_0. \quad (13)$$

设晶体 P 和 $\hat{P}$ 两端的电势差为 V 和 $\hat{V}$. 在串联回路中, 我们有 $V_A = V + \hat{V}$ 和 $SJ = \hat{S}\hat{J}$. 在入射光束的横向尺寸 $\Delta x(\Delta \hat{x})$ 远小于晶体在 $x(\hat{x})$ 方向的宽度 $W(\hat{W})$ 的条件下, 可以有晶体 P 的 $E_0 = V/W$ 和 $\hat{P}$ 的 $\hat{E}_0 = \hat{V}/\hat{W}$. 从(7)式我们知道, 晶体 P 内部电流强度等于常数, 即 $J_\infty = J(x, z)$. 同样在晶体 $\hat{P}$ 中 $\hat{J}_\infty = \hat{J}(x, z)$. 于是可以有

$$SJ_\infty = \hat{S}\hat{J}_\infty, \quad (14)$$

$$V_A = WE_0 + \hat{W}\hat{E}_0. \quad (15)$$

由(10)~(15)式可以得出

$$E_0 = gE_A, \quad (16)$$

$$\hat{E}_0 = \hat{g}\hat{E}_A, \quad (17)$$

$$g = \delta(\hat{I}_{2\infty} + \hat{I}_{2d})/[\delta(I_{2\infty} + I_{2d}) + \delta(\hat{I}_{2\infty} + \hat{I}_{2d})], \quad (18)$$

$$\hat{g} = \delta(I_{2\infty} + I_{2d})/[\delta(I_{2\infty} + I_{2d}) + \delta(\hat{I}_{2\infty} + \hat{I}_{2d})], \quad (19)$$

其中 $\delta = S\mu(s_1 I_1 + \beta_1)(N - N_A)/\gamma N_A W (I_{2\infty} + I_{2d} + s_2)$, $E_A = V_A/W$, $\hat{\delta} = \hat{S}\hat{\mu}(\hat{s}_1 \hat{I}_1 + \hat{\beta}_1)(\hat{N} - \hat{N}_A)/\hat{\gamma} \hat{N}_A \hat{W} (\hat{I}_{2\infty} + \hat{I}_{2d} + \hat{\gamma}_1 \hat{N}_A/\hat{s}_2)$, $\hat{E}_A = \hat{V}_A/\hat{W}$, 参量 g 和 $\hat{g}$ 是两孤子之间的耦合系数, $g + \hat{g} = 1$.

由晶体内电流密度 $J = e\mu n E_{\text{sc}} + eD(\partial n/\partial x)$ 和(11)~(16)式, 可得出晶体 P 的空间电荷场

$$E_{\text{sc}} = gE_A \frac{(I_{2\infty} + I_{2d})(I_2 + I_{2d} + \gamma_1 N_A/s_2)}{(I_{2\infty} + I_{2d} + \gamma_1 N_A/s_2)(I_2 + I_{2d})} - \frac{D\gamma_1 N_A}{\mu s_2 (I_2 + I_{2d} + \gamma_1 N_A/s_2)(I_2 + I_{2d})} \frac{\partial I_2}{\partial x}. \quad (20)$$

同理对于晶体 $\hat{P}$,

$$\hat{E}_{sc} = \hat{g}E_A \frac{(\hat{I}_{2\infty} + \hat{I}_{2d})(\hat{I}_2 + \hat{I}_{2d} + \hat{\gamma}_1 \hat{N}_A / \hat{s}_2)}{(\hat{I}_{2\infty} + \hat{I}_{2d} + \hat{\gamma}_1 \hat{N}_A / \hat{s}_2)(\hat{I}_2 + \hat{I}_{2d})} - \frac{\hat{D}\hat{\gamma}_1 \hat{N}_A}{\hat{\mu}\hat{s}_2(\hat{I}_2 + \hat{I}_{2d} + \hat{\gamma}_1 \hat{N}_A / \hat{s}_2)(\hat{I}_2 + \hat{I}_{2d})} \frac{\partial \hat{I}_2}{\partial x}, \quad (21)$$

式中 $I_{2d} = \beta_2 / s_2$ 和 $\hat{I}_{2d} = \hat{\beta}_2 / \hat{s}_2$ 分别为晶体 P 和 $\hat{P}$ 的暗辐射强度, (20)和(21)式表示了串联双光子光折变晶体回路中空间屏蔽孤子对的空间电荷场。虽然这一表达式和屏蔽空间孤子的表达式类似, 但要注意到在串联回路空间孤子对的空间电荷场表达式中, 每一个空间电荷场的值都与另一个晶体的参量相关, 并且这两个电荷场通过参量 g 和 $\hat{g}$ 互相耦合在一起。

将(20)式代入(1)式, 并采用下列无量纲的变量简化方程: $\xi = z/(kx_0^2)$, $s = x/x_0$ 和 $U = (2\eta_0 I_d / n_e)^{-1/2} \phi$, 其中 x_0 为一个任意的空间宽度, 得到归一化的光波包络 U 在晶体 P 中传播时满足如下的动态演化方程:

$$iU_\xi + \frac{1}{2}U_{ss} - \frac{\beta(1+\rho)}{(1+\rho+\sigma)} \left(1 + \frac{\sigma}{1+|U|^2}\right)U + \delta \frac{\sigma(|U|^2)}{(|U|^2+1)(|U|^2+1+\sigma)}U = 0, \quad (22)$$

其中 $\beta = g(k_0 x_0)^2 (n_e^4 r_{33}/2) E_A = gmE_A$, $m = (k_0 x_0)^2 (n_e^4 r_{33}/2)$, $\sigma = \gamma_1 N_A / \beta_2$, $\delta = (k_0 x_0)^2 (n_e^4 r_{33}/2) D / (x_0 \mu)$, $\rho = I_{2\infty} / I_{2d}$ 。

同理, 在晶体 $\hat{P}$ 中可有

$$i\hat{U}_\xi + \frac{1}{2}\hat{U}_{ss} - \frac{\hat{\beta}(1+\hat{\rho})}{(1+\hat{\rho}+\hat{\sigma})} \left(1 + \frac{\hat{\sigma}}{1+|\hat{U}|^2}\right)\hat{U} + \hat{\delta} \frac{\hat{\sigma}(|\hat{U}|^2)}{(|\hat{U}|^2+1)(|\hat{U}|^2+1+\hat{\sigma})}\hat{U} = 0, \quad (23)$$

其中 $\hat{\beta} = \hat{g}(\hat{k}_0 \hat{x}_0)^2 (\hat{n}_e^4 \hat{r}_{33}/2) \hat{E}_A = \hat{g}\hat{m}\hat{E}_A$, $\hat{m} = (\hat{k}_0 \hat{x}_0)^2 \times (\hat{n}_e^4 \hat{r}_{33}/2)$, $\hat{\sigma} = \hat{\gamma}_1 \hat{N}_A / \hat{\beta}_2$, $\hat{\delta} = (\hat{k}_0 \hat{x}_0)^2 (\hat{n}_e^4 \hat{r}_{33}/2) \hat{D} / (\hat{x}_0 \hat{\mu})$, $\hat{\rho} = \hat{I}_{2\infty} / \hat{I}_{2d}$ 。

从(22)和(23)式可见, 两式形式相同, 两束孤子光束 U 和 $\hat{U}$ 分别与两块晶体各自的参量有关, 但由于参量 β , $\hat{\beta}$ 的大小分别由 gE_A , $\hat{g}\hat{E}_A$ 来决定, E_0 , $\hat{E}_0$ 之间通过 g 和 $\hat{g}$ 相互联系, 因而可知 U 和 $\hat{U}$ 不是独立存在于两个晶体中, 两者之间可以相互影响。

2 双光子暗-暗屏蔽空间孤子对

下面来研究两块晶体中暗空间孤子所形成的

暗-暗屏蔽孤子对, 由(22)式可以先求晶体 P 所具有的暗孤子解, 令 $U = \rho^{1/2} y(s) \exp(iu\xi)$, 这里 $y(s)$ 是归一化的奇函数, 满足的边界条件为 $y(0)=0$; $y(s \rightarrow \pm\infty)=1$ $y'(s \rightarrow \pm\infty)=0$; $y''(s \rightarrow \pm\infty)=0$, 将 U 的表达式代入(22)式, 在忽略扩散效应的条件下可有

$$\frac{d^2 y}{ds^2} = 2\left[u + \frac{\beta(1+\rho)}{(1+\rho+\sigma)}\right]y + \frac{2\beta\sigma(1+\rho)y}{(1+\rho+\sigma)(1+\rho y^2)}. \quad (24)$$

结合边界条件, 根据(24)式可有

$$u = -\beta. \quad (25)$$

将(25)式代入(24)式积分一次可得

$$\left(\frac{dy}{ds}\right)^2 = -\left(\frac{2\beta\sigma}{1+\rho+\sigma}\right)\left[(y^2-1) - \frac{1+\rho}{\rho} \ln\left(\frac{1+\rho y^2}{1+\rho}\right)\right]. \quad (26)$$

将(26)式积分可得晶体 P 中暗孤子归一化包络解为

$$s = \pm \int_y^0 \left\{ -\left(\frac{2\beta\sigma}{1+\sigma+\rho}\right) \times \left[(\tilde{y}^2-1) - \frac{1+\rho}{\rho} \ln\left(\frac{1+\rho\tilde{y}^2}{1+\rho}\right)\right] \right\}^{-1/2} d\tilde{y}. \quad (27)$$

类似的方法, 在晶体 $\hat{P}$ 中忽略扩散效应的条件下, 可有

$$\hat{U} = \hat{\rho}^{1/2} \hat{y}(s) \exp(i\hat{u}\hat{\xi}), \quad \hat{u} = -\hat{\beta}, \quad (28)$$

$$\left(\frac{d\hat{y}}{d\hat{s}}\right)^2 = -\left(\frac{2\hat{\beta}\hat{\sigma}}{1+\hat{\rho}+\hat{\sigma}}\right)\left[(\hat{y}^2-1) - \frac{1+\hat{\rho}}{\hat{\rho}} \ln\left(\frac{1+\hat{\rho}\hat{y}^2}{1+\hat{\rho}}\right)\right], \quad (29)$$

$$\hat{s} = \pm \int_{\hat{y}}^0 \left\{ -\left(\frac{2\hat{\beta}\hat{\sigma}}{1+\hat{\sigma}+\hat{\rho}}\right) \times \left[(\hat{y}^2-1) - \frac{1+\hat{\rho}}{\hat{\rho}} \ln\left(\frac{1+\hat{\rho}\hat{y}^2}{1+\hat{\rho}}\right)\right] \right\}^{-1/2} d\hat{y}. \quad (30)$$

由(26)和(29)式或(27)和(30)式可以看出, 若在两块晶体中均能形成暗孤子, 必须满足 $\beta = g(k_0 x_0)^2 \times (n_e^4 r_{33}/2) E_A < 0$, $\hat{\beta} = \hat{g}(\hat{k}_0 \hat{x}_0)^2 (\hat{n}_e^4 \hat{r}_{33}/2) \hat{E}_A < 0$. 在 P 和 $\hat{P}$ 中形成暗-暗孤子对的条件必须要求 $E_A < 0$ 和 $\hat{E}_A < 0$. 这可以通过调整外加电场的极性和合理放置光折变晶体的取向来获得. 从两光束在晶体中的演化方程和包络积分形式来看, 两束暗孤子波通过回路中的光生电流互相影响对方. 对于暗-暗孤子对, 由于 $I_{2\infty} \neq 0$, $\hat{I}_{2\infty} \neq 0$, 耦合系数 g 和 $\hat{g}$ 的表达式与两块晶

体的参数和入射类孤子光束的参数都有关系, 因此改变其中一块晶体的参数或者其中一块晶体的入射光强度, 都会对另一束光的性质产生影响。

3 双光子明-暗屏蔽空间孤子对

对于明-暗孤子对, 假设在晶体 P 中形成明孤子, 晶体 $\hat{P}$ 中形成暗孤子。对于明孤子, 令 $U = r^{1/2} y(s) \exp(i\nu\xi)$, 式中 $r = I_2(0)/I_d$, ν 是传播量的非线性位移, $y(s)$ 是归一化的实函数 ($0 \leq y(s) \leq 1$)。明孤子的边界条件为 $y(0)=1$; $y'(0)=0$; $y(s \rightarrow \pm\infty)=0$ 。将 U 的这个形式代入(22)式, 对于明孤子, $\rho=0$ 。在忽略扩散效应的条件下可得如下方程:

$$\frac{d^2 y}{ds^2} = 2 \left(\nu + \frac{\beta}{1+\sigma} \right) y + \frac{2\beta\sigma y}{(1+\sigma)(1+ry^2)}. \quad (31)$$

将(31)式积分可得

$$\left(\frac{dy}{ds} \right)^2 = 2 \left(\nu + \frac{\beta}{1+\sigma} \right) (y^2 - 1) + \frac{2\beta\sigma}{r(1+\sigma)} \ln \left(\frac{1+ry^2}{1+r} \right). \quad (32)$$

由边界条件可得

$$\nu = -\frac{\beta}{1+\sigma} \left[1 + \frac{\sigma}{r} \ln(1+r) \right]. \quad (33)$$

将(33)式代入(32)式中可有

$$\left(\frac{dy}{ds} \right)^2 = [\ln(1+ry^2) - y^2 \ln(1+r)] \frac{2\beta\sigma}{r(1+\sigma)}. \quad (34)$$

将(34)式积分可得明孤子归一化包络解为

$$s = \pm \int_y^1 \left\{ \left[\frac{2\beta\sigma}{r(1+\sigma)} \right] [\ln(1+ry^2) - y^2 \ln(1+r)] \right\}^{-1/2} dy. \quad (35)$$

对于暗孤子, 可用上述相同的方法得到下面的方程:

$$\hat{s} = \pm \int_{\hat{y}}^0 \left\{ \left[-\left(\frac{2\hat{\beta}\hat{\sigma}}{1+\hat{\sigma}+\hat{\rho}} \right) \right] \times \left[(\hat{y}^2 - 1) - \frac{1+\hat{\rho}}{\hat{\rho}} \ln \left(\frac{1+\hat{\rho}\hat{y}^2}{1+\hat{\rho}} \right) \right] \right\}^{-1/2} d\hat{y}. \quad (36)$$

(35)和(36)式描述了在外加电场的串联双光子光折变晶体回路中存在明-暗孤子对。在晶体 P 和 $\hat{P}$ 中形成明-暗孤子对的条件要求 $E_A > 0$ 和 $\hat{E}_A < 0$ 。在明-暗孤子对形成的条件中, $I_{2\infty} = 0$, $\hat{I}_{2\infty} \neq 0$, 耦合系数 g 和 $\hat{g}$ 的表达式就与 $I_{2\infty}$ 无关。这就导致暗孤子可以通过光电流影响明孤子, 而明孤子不能通过光电流影响暗

孤子。也就是说, 改变暗孤子的入射强度或调节晶体的参量可以影响明孤子, 但明孤子只能通过调节晶体参数来影响暗孤子。

4 双光子明-明屏蔽空间孤子对

对于明-明孤子对, 即两块晶体中都能够形成明孤子, 利用上述相同的方法可以得到

$$s = \pm \int_y^1 \left\{ \left[\frac{2\beta\sigma}{r(1+\sigma)} \right] [\ln(1+ry^2) - y^2 \ln(1+r)] \right\}^{-1/2} dy, \quad (37)$$

$$\hat{s} = \pm \int_{\hat{y}}^1 \left\{ \left[\frac{2\hat{\beta}\hat{\sigma}}{\hat{r}(1+\hat{\sigma})} \right] [\ln(1+\hat{r}\hat{y}^2) - \hat{y}^2 \ln(1+\hat{r})] \right\}^{-1/2} d\hat{y}, \quad (38)$$

$$\nu = -\frac{\beta}{1+\sigma} \left[1 + \frac{\sigma}{r} \ln(1+r) \right],$$

$$\hat{\nu} = -\frac{\hat{\beta}}{1+\hat{\sigma}} \left[1 + \frac{\hat{\sigma}}{\hat{r}} \ln(1+\hat{r}) \right].$$

(37)和(38)式描述了在外加电场的串联双光子光折变晶体回路中存在明-明孤子对。在晶体 P 和 $\hat{P}$ 中形成明-明孤子对的条件要求 $E_A > 0$ 和 $\hat{E}_A > 0$ 。在明-明孤子对形成的条件下, 由于 $I_{2\infty} = \hat{I}_{2\infty} = 0$, 耦合系数 g 和 $\hat{g}$ 就与 $I_{2\infty}$ 和 $\hat{I}_{2\infty}$ 无关了。两明孤子不能通过光电流互相影响, 也就是说, 改变一个明孤子的入射强度不能影响另一个明孤子。这时只能通过调节晶体参量来达到光控光的目的。

5 数值分析

作为例子, 选取两块参量完全相同的 LiNbO_3 ^[11,13] 晶体, 数值分析中电源电动势取足够大, 以保证晶体可以获得足够大的外加电场, 只考虑其屏蔽效应。取文献[9]中图 1(b)的电路组合形式, 在晶体 P 中形成明孤子, 在 $\hat{P}$ 中形成暗孤子, 来分析明-暗孤子对包络及演化特性。由(16)~(19)式结合 β 和 $\hat{\beta}$ 的表达式可有

$$\beta = \frac{(\hat{\rho}+1)/(\hat{\rho}+1+\hat{\sigma})}{[(\rho+1)/(1+\rho+\sigma) + (\hat{\rho}+1)/(1+\hat{\rho}+\hat{\sigma})]} E_A, \quad (39)$$

$$\hat{\beta} = \frac{(\rho+1)/(\rho+1+\sigma)}{[(\rho+1)/(1+\rho+\sigma) + (\hat{\rho}+1)/(1+\hat{\rho}+\hat{\sigma})]} \hat{E}_A. \quad (40)$$

材料参考如下^[11,13]: $S = \hat{S}$, $\mu = \hat{\mu}$, $I_1 = \hat{I}_1$, $N = \hat{N}$, $\gamma = \hat{\gamma}$, $W = \hat{W}$, $n_e = \hat{n}_e = 2.2$, $r_{33} = \hat{r}_{33} = 30 \times 10^{-12} \text{ m/V}$, $s_1 = \hat{s}_1 = 1.06 \times 10^{-6} \text{ m}^2$, $s_2 = \hat{s}_2 = 1.06 \times 10^{-6} \text{ m}^2$, $\beta_1 = \hat{\beta}_1$

$= 0.05$, $\beta_2 = \hat{\beta}_2 = 0.05$, $\gamma_1 = \hat{\gamma}_1 = 3.3 \times 10^{-17} \text{ m}^3/\text{s}$, $N_A = \hat{N}_A = 10^{22} \text{ m}^{-3}$, $E_A = 1 \times 10^6 \text{ V/m}$, $\hat{E}_A = -1 \times 10^6 \text{ V/m}$, 入射光束在自由空间的波长 $\lambda_0 = \hat{\lambda}_0 = 0.5 \mu\text{m}$, $x_0 = \hat{x}_0 = 10 \mu\text{m}$. $I_{2d} = \hat{I}_{2d}$, 我们取 $\sigma = \hat{\sigma} = 10^{-4}$.

在晶体 P 中 $\rho = I_{2\infty}/I_{2d} = 0$, $r = I_{20}/I_{2d} = 1$, 在晶体 $\hat{P}$ 中 $\hat{\rho} = \hat{I}_{2\infty}/\hat{I}_{2d} = 1$, 由上述参量可以得出 $g = 0.6666$, $\hat{g} = 0.3334$, $\beta = 3.8385$, $\hat{\beta} = -1.9179$, 利用这些参量通过(35)和(36)式可以得到晶体 P 和 $\hat{P}$ 中支持的明孤子和暗孤子归一化包络 $y^2(s)$ 和 $\hat{y}^2(\hat{s})$, 如图 1(a)中曲线 1 和图 1(b)中曲线 1. 当晶体 $\hat{P}$ 的入射强度增加, 取 $\hat{\rho} = \hat{I}_{\infty}/\hat{I} = 100$, 而其他参量保持不变, 这相当于增加了暗孤子的强度, 再用(35)和(36)式可以得到该参量下的晶体回路中支持的明-暗孤子对归一化强度包络, 如图 1(a)中曲线 2 和图 1(b)中曲线 2, 这两条曲线是在 $\rho = 0$, $r = 1$, $g = 0.9901$, $\beta = 5.6964$, $\hat{\rho} = 100$, $\hat{g} = -0.0099$, $\hat{\beta} = -0.0570$ 数值下得到的. 可以看到, 增大 $\hat{P}$ 中暗孤子的光强, $\hat{P}$ 中暗孤子归

一化强度包络宽度变宽, 同时 P 中明孤子宽度变窄, 可以看出 $\hat{P}$ 中暗孤子对 P 中明孤子是有影响的. 图 1(a)中曲线 3 是在 $r = 100$, $g = 0.6666$, $\beta = 3.8385$ 晶体 P 中支持的明孤子强度归一化包络, 图 1(b)中曲线 3 是 $\hat{\rho} = 1$, $\hat{g} = 0.3334$, $\hat{\beta} = -1.9179$ 时晶体 $\hat{P}$ 中支持的暗孤子强度归一化包络. 由以上曲线可以看出, 对于明-暗孤子对, 暗孤子可以通过光电流影响明孤子, 但明孤子不能影响暗孤子.

下面来研究明-暗孤子对的动态演化特性, 图 2(a)给出的是 $r = 1$, $g = 0.6666$, $\beta = 3.8385$ 时晶体 P 中入射光束为 $U_0 = \sqrt{I}y_0(s)$ 明孤子的动态演化特性, 图 2(b)给出的是 $\hat{\rho} = 1$, $\hat{g} = 0.3334$, $\hat{\beta} = -1.9179$ 时晶体 $\hat{P}$ 中入射光束为 $\hat{U}_0 = \sqrt{\hat{I}}\hat{y}_0(\hat{s})$ 暗孤子的动态演化. 由于我们所取的参量与晶体中支持的孤子参量匹配, 可以看出入射的明-暗孤子都可在相应的晶体中稳定传播.

图 3(b)给出的是暗孤子的入射光束变为 $\hat{U}_1 = \sqrt{100}\hat{y}_0(\hat{s})$, 即 $\hat{\rho} = 100$, $\hat{\beta} = -0.0057$ 时暗孤子动态演化特性, 图 3(a)给出的是明孤子在 $U_0 = \sqrt{I}y_0(s)$, $g = 0.9901$,

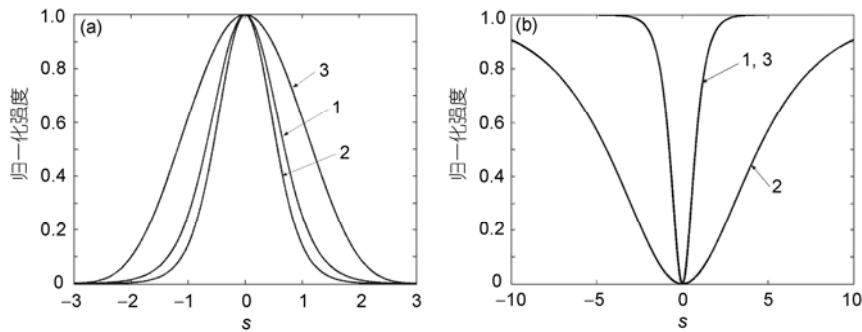


图 1 外加偏压串联 LiNbO_3 晶体回路中明-暗双光子屏蔽空间孤子对
(a) 晶体 P 中的明孤子包络; (b) 晶体 $\hat{P}$ 中的暗孤子包络

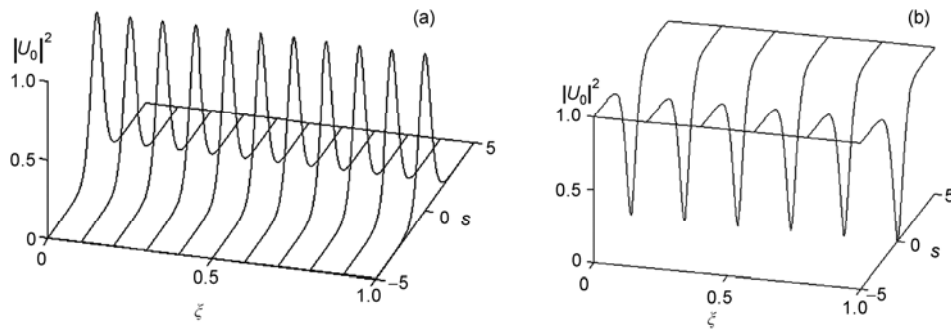


图 2 外加偏压串联 LiNbO_3 晶体回路中明和暗孤子波 U_0 和 $\hat{U}_0$ 的动态演化
(a) 晶体 P 中的 U_0 ; (b) 晶体 $\hat{P}$ 中的 $\hat{U}_0$

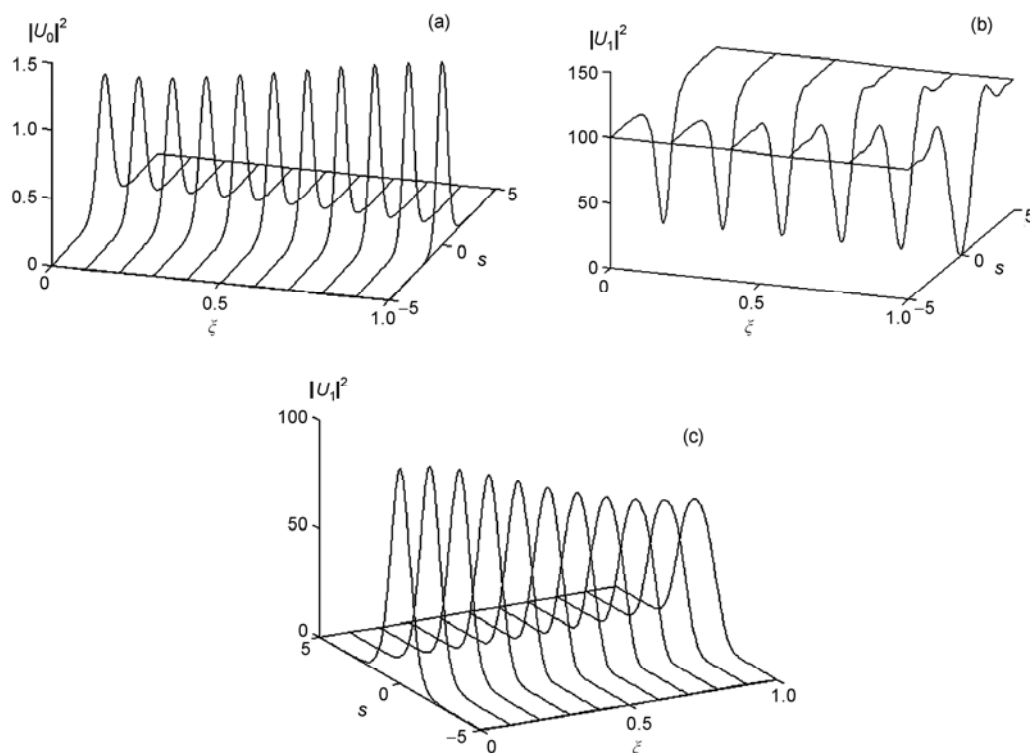


图3 外加偏压的串联光折变晶体回路中三光束 U_0 , U_1 和 $\hat{U}_1$ 动态演化

(a) 晶体 P 中的明孤子态 U_0 ; (b) 晶体 $\hat{P}$ 中的暗孤子态 $\hat{U}_1$; (c) 晶体 P 中的明孤子态 U_1

$\beta = 5.6964$ 情况下的动态演化. 从图中可以看出, 暗孤子入射强度增大, 不但暗孤子自身不能在晶体中形成稳定的孤子, 通过光电流的作用, 使明孤子也不能稳定传播, 这进一步说明了暗孤子对明孤子的影响. 图 3(c)给出的是明孤子的入射光束为 $U_1 = \sqrt{100}y_0(s)$, 即 $r=100$, 相应 $\beta=3.8358$ 时的动态演化, 而这时相应的暗孤子的演化特性仍为图 2(b)所示, 相应的参数为 $\hat{\rho}=1$, $\hat{g}=0.3334$, $\hat{\beta}=-1.9179$. 可以看出, 明孤子入射强度变化对暗孤子的动态演化是没有影响的.

6 结论

本文证明了串联双光子光折变晶体回路中存在暗-暗、明-暗和明-明独立空间屏蔽孤子对. 结果表明, 孤子对中的两孤子通过光电流能相互影响, 它们的耦合能影响到另一个孤子的空间包络、动态演化和稳定性. 在光束的空间展宽远小于晶体宽度的极限条件下, 暗孤子通过光电流能影响明孤子, 但明孤子不能影响暗孤子. 对于明-暗孤子对, 改变暗孤子的输入强度, 能使明孤子演化特性发生变化. 这种方法在光控光器件等光学元件上有潜在的应用价值.

参考文献

- 1 Segev M, Crosignani B, Yariv A. Spatial solitons in photorefractive media. Phys Rev Lett, 1992, 68: 923—926[doi]
- 2 Duree G C, Shult J L, Salamo G J, et al. Observation of self-trapping of an optical beam due to the photorefractive effect. Phys Rev Lett, 1993, 71: 533—536[doi]
- 3 Christodoulides D N, Carvalho M. Bright, dark and gray spatial soliton states in photorefractive media. J Opt Soc Am B, 1995, 12: 1628—1633[doi]
- 4 Valley G C, Segev M, Crosignani B, et al. Dark and bright photovoltaic solitons. Phys Rev A, 1994, 50: R4457—R4460[doi]

- 5 Segev M, Valley G C, Bashaw M C, et al. Photovoltaic spatial solitons. *J Opt Soc Am B*, 1997, 14: 1772—1781[doi]
- 6 Liu J S, Lu K Q. Screening-photovoltaic spatial solitons in biased photorefractive photovoltaic-photorefractive crystals and their self-deflection. *J Opt Soc Am B*, 1999, 16: 550—555[doi]
- 7 侯春风, 袁保红, 孙晓冬. 非相干耦合屏蔽光伏孤子对. *物理学报*, 2004, 49: 1969—1971
- 8 吉选芒, 王金来, 刘劲松, 等. 非相干耦合亮-暗屏蔽光伏孤子对的温度特性. *激光技术*, 2004, 28: 386—389
- 9 Liu J S, Hao Z H. Evoulion of separate screening soliton pairs in a biased series photorefractive crystal circuit. *Phys Rev E*, 2002, 65: 066601[doi]
- 10 Castro-Camus E, Magana L F. Prediction of the physical response for the two-photon photorefractive effect. *Opt Lett*, 2003, 28: 1129—1131[doi]
- 11 Hou C F, Pei Y B, Zhou Z X, et al. Spatial solitons in two-photon photorefractive media. *Phys Rev A*, 2005, 71: 053817[doi]
- 12 Hou C F, Zhang Y, Jiang Y Y, et al. Photovoltaic solitons in two-photon photorefractive materials under open-circuit conditions. *Opt Commun*, 2007, 273: 544—548[doi]
- 13 Zhang Y, Hou C F, Sun X D. Grey spatial solitons due to two-photon photorefractive effect. *Chin Phys*, 2007, 16: 159—164[doi]
- 14 张宇, 侯春风, 孙秀冬. 双光子光折变介质中的非相干耦合空间孤子对. *物理学报*, 2007, 56: 3261—3265
- 15 Zhang G Y, Liu J S. Screening-photovoltaic spatial solitons in biased two-photon photovoltaic photorefractive crystals. *J Opt Soc Am B*, 2009, 26: 113—120[doi]

Screening soliton pairs in a biased series two-photon photorefractive crystal circuit

JI XuanMang¹ & LIU JinSong²

¹Department of Physics and Electronic Engineering, Yuncheng University, Yuncheng 044000, China;

²College of Optoelectronic Science and Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China

This paper presents an idea for the photorefractive spatial soliton, namely, screening solitons form in a biased series two-photon photorefractive crystal circuit consisting of two photorefractive crystals connected electronically by electrode leads in a chain with a voltage source. A system of two coupled equations is derived under appropriate conditions for two-beam propagation in the crystal circuit. The existence of dark-dark, bright-drak and bright-bright two-photon screening soliton pairs in such a circuit is proved. The results show that the two solitons in a soliton pair can affect each other by the light-induced current and their coupling can affect their spatial profiles, dynamical evolutions and stabilities. Under the limit in which the optical wave has a spatial extent much less than the width of the crystal, only the dark soliton can affect the other soliton by light-induced current, but the bright soliton cannot. The dynamical evolution of bright soliton in one crystal can be modulated by changing the intensity of the dark soliton in the other crystal in the circuit.

nonlinear optics, two-photon photorefractive effects, spatial soliton pairs

doi: 10.1360/972009-364